

# Neue Versuche zur Deutung der Feinwanderung in elektrischen Abhebekontakten

Justi, Eduard  
Schultz, Hermann

Veröffentlicht in:  
Abhandlungen der Braunschweigischen  
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 1, 1949,  
S. 89-100



Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig

# Neue Versuche zur Deutung der Feinwanderung in elektrischen Abhebekontakten \*)

Von Eduard Justi und Hermann Schultz

Mit 8 Abbildungen

The well known bridge transfer („Feinwanderung“) — occurring even in non-arcing electric breaking contacts — is caused by the formation of bridges of molten metal between the separating electrodes. The hottest cross-section of the bridge seems nearly always to be displaced to the anode; the repeated rupture of such asymmetrical bridges forms a crater in the anode and a cone on the cathode. Only Pt contacts show a change of the direction of the transfer with increasing current. The inversion current strength can be shifted by changing the length and diameter of contacts; thus one can make contacts which are free of disturbances by transfer when used with currents between 10–20 amperes. The temperature asymmetry of the liquid bridge was explained by the superposition of the Thomson- and Peltiereffects over the Joulean heat. These effects have not been measured up to now but we have computed them approximately from the Thomson formulae using the measured Seebeck-effects in the case of Zn and Bi.

The observed „positive“ direction of material transfer (anode → cathode) can not be satisfactorily explained by this theory. A supposition about the possible influence of the second Benedicks-effect was quite surprisingly confirmed in discussions with M. Kohler, who had formerly proved that this thermoelectric effect between identical electrodes is caused by their adsorbed gas layers. Thus the electron tunnelling through the potential wall of the contact space preheats the anode by its kinetic energy and supports a positive sign of bridge transfer. Experiments to avoid bridge transfer by use of higher melting anodes failed to be 100% successful; but the reduction of the work function of the cathode by oxidation diminishes the kinetic energy of the tunnelling electrons and seems to be successful in Au alloy contacts.

## 1. Einleitung

Elektrische Kontakte, wie sie in Fernmeldeanlagen benutzt werden, zeigen nach längerer Schalttätigkeit einen Materialverlust, der auf Schmelzung, Verdampfung und Oxydation zurückzuführen ist. Darüber hinaus ist der Materialverschleiß von den eigentümlichen Stoffwanderungsvorgängen begleitet, die nach Holm<sup>1)</sup> als *Grob-* und *Feinwanderung* bezeichnet werden.

*Grobwanderung* nennt man die Stoffwanderung, die durch den Schaltlichtbogen verursacht wird; sie beruht im wesentlichen auf der bekannten Kathodenzerstäubung. Das zerstäubte Material schlägt sich auf der Gegenelektrode nieder, so daß auf diese Weise eine Stoffüberführung zustande kommt. Vermeidet man beim Schalten die Entstehung eines Lichtbogens, so hat man es nur mit der *Feinwanderung* zu tun, die sich durch den Aufbau charakteristischer Spitzen auf der einen Elektrode und die Bildung entsprechender Krater auf der Gegenelektrode unangenehm bemerkbar macht (Abb. 1).

Die physikalischen Ursachen der Feinwanderung werden seit etwa 10 Jahren erörtert, aber auch in der neuesten englischen Ausgabe seines Standardwerkes über die Physik der elektrischen Kontakte muß Holm<sup>1)</sup> die bisherigen Erklärungsmöglichkeiten als unbefriedigend bezeichnen. 1948 haben Dietrich

\*) Dem verehrten Lehrer Max von Laue zum 70. Geburtstag gewidmet.

und Rüchardt<sup>2)</sup> eine Arbeit veröffentlicht, in der sie eigene Versuche mit der Holmschen thermoelektrischen Theorie zu deuten versuchen. Im Zusammenhang mit unseren eigenen Arbeiten über den metallischen Leitungsmechanismus<sup>3)</sup> haben wir selbst Messungen und Überlegungen angestellt, über die wir im folgenden berichten werden. Nachdem unsere Experimente und Berechnungen gezeigt haben, daß die bisherige thermoelektrische Deutung

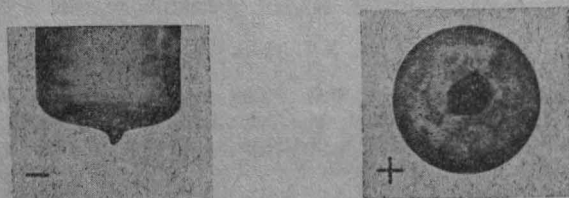


Abb. 1. Feinwanderung an Zn-Kontakten nach 500000 Schaltungen bei  $I = 10$  Amp. und  $U = 8$  V. Links Kathode mit Spitze, rechts Anode mit Krater.

Holms den fast durchweg „positiven“ Sinn (Anode  $\rightarrow$  Kathode) des Stofftransportes nicht zu erklären vermag, haben wir den zweiten Benedicksschen Homogeneffekt zur Deutung herangezogen und diese Vorstellung mit M. Kohler diskutiert. Nachdem dieser schon den hierzu inversen ersten Benedicks-Effekt auf die Wirkung adsorbierter Gasschichten zurückführen konnte<sup>4)</sup>, fand er nun in diesem Hautwiderstand, den die Elektronen mit einer quantenstatistischen Wahrscheinlichkeit verlustlos durchtunneln, eine wesentliche Ursache für eine Feinwanderung in durchweg positivem Sinne.

## 2. Die Feinwanderung. — Kurze Zusammenstellung der bisher bekannten Tatsachen

Die wichtigsten bisher bekannten Tatsachen seien in einigen Punkten zusammengefaßt:

- Sämtliche bisher untersuchten *reinen Metalle*, *Metalllegierungen* und *halbleitenden Verbindungen* zeigen mit qualitativen Unterschieden die Erscheinung der Feinwanderung.
- Bei der Mehrzahl der reinen Metalle wandert der Stoff vom positiven zum negativen Kontakt („positive Wanderung“). Für Platin beobachtet man bei kleinen Stromstärken auch positive Feinwanderung, bei größeren Stromstärken jedoch eine Umkehr zu negativer Feinwanderung ( $K \rightarrow A$ ).
- Auch einige ganz wenige Metalllegierungen zeigen negative Feinwanderung.
- Die positive Feinwanderung der Edelmetalle ist merklich proportional dem Quadrat der Schaltstromstärke, d. h. derjenigen Stromstärke, die beim Öffnen des Kontaktes besteht.

Über den Mechanismus der Stoffüberführung bei einem Schaltvorgang macht man sich nach Holm folgende Vorstellung:

Beim Auseinanderziehen des Kontaktes wird zunächst die effektive Berührungsfläche verkleinert, wodurch der Widerstand, und damit auch die

Temperatur der Berührungsfläche steigt. An einer punktförmigen Stelle erreicht der Kontaktstoff schließlich die Schmelztemperatur. Die flüssige Schmelze wird durch den auseinandergehenden Kontakt zu einer kleinen flüssigen Brücke auseinandergezogen, die an ihrer heißesten Stelle zerreißt. Liegt diese heißeste Stelle infolge einer Temperaturunsymmetrie nicht genau in der Mitte der flüssigen Brücke, so fallen auf die beiden Elektroden verschieden große Anteile der Schmelze zurück; auf diese Weise gewinnt die kältere, von der Rißstelle entferntere Elektrode Material auf Kosten der anderen. Im Extremfall kann der Temperaturunterschied zwischen den beiden Elektroden so groß sein, daß die eine Kontakt-Elektrode eher zu schmelzen beginnt als die andere, und die flüssige Brücke nur aus dem Material der einen, stärker erwärmten Elektrode gezogen wird. Daß die Feinwanderung tatsächlich mit einem Schmelzvorgang des Kontaktstoffes verbunden ist, zeigen folgende Beobachtungen:

- a) Führt man mit einem frisch polierten Kontakt eine einmalige Ausschaltung durch, so kann man unter dem Mikroskop auf der einen Kontaktfläche eine kleine kraterförmige Aufschmelzung (etwa  $\frac{1}{100}$  mm  $\varnothing$ ), auf der anderen Elektrode ein kleines abgesetztes Metallkörnchen beobachten.
- b) Nach Untersuchungen von Raub <sup>5)</sup> besitzen die auf der Kathode gebildeten Stifte eine makroskopische Fließstruktur und ein sehr feinkörniges Mikrogefüge mit stark gestörtem Gitterzustand. Dieser Befund deutet darauf hin, daß das Wachstum der Stifte über den flüssigen Zustand hin in dünnen, rasch erstarrenden Schichten erfolgt.
- c) Für die Berechnung der höchsten Übertemperatur  $T - T_0$  an einer Kontaktstelle wendet man nach Holm <sup>1)</sup> die von Diesselhorst und Kohlrausch <sup>6)</sup> abgeleitete Formel an:

$$\int_{T_0}^T \lambda \cdot \rho \cdot dT = \frac{U^2}{8},$$

oder mit

$$\lambda \cdot \rho = L \cdot T$$

(Wiedemann-Franz-Lorenzsches Gesetz)

$$T^2 - T_0^2 = \frac{U^2}{4L}.$$

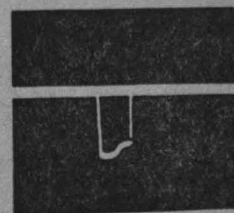


Abb. 2.  
Oszillogramm des zeitlichen Spannungsverlaufes beim Öffnen eines Platin-Abhebekontaktes. Die vor dem völligen Öffnen auftretende Stufe von 0,8 V entspricht der Schmelzspannung.

1 Volt Kontaktspannung entspricht nach dieser Beziehung etwa der Schmelztemperatur des Wolframs. Das Spannungsozillogramm (Abb. 2) eines Öffnungsvorganges zeigt kurz vor dem Abreißen der Stromleitung eine kleine charakteristische Spannungstufe, die nach der Diesselhorstschen Formel etwa der Schmelztemperatur des Kontaktstoffes entspricht. (Nach der neuen Kohlerschen Theorie gilt diese Formel jedoch nur für den Fall fehlenden Hautwiderstandes genau.)

- d) Betreibt man einen Kontakt mit einer Spannung, die unter der Schmelzspannung des Kontaktmetalles liegt, so zeigen die Elektroden keinen Verschleiß und keine Schmelzspuren.

## 3. Die Umkehr der Feinwanderung bei Platin

Dietrich und Rüchardt haben versucht, die Temperaturverteilung in einer flüssigen Kontaktbrücke zu messen<sup>2)</sup>. Da es aussichtslos erscheint, dies an den sehr kleinen im Augenblick des Schaltens auftretenden Brücken durchzuführen, benutzten sie *stationäre* flüssige Metallbrücken, die sie bei Stromstärken von etwa 30–80 Ampere stabil halten konnten. Diese flüssige Kontakt-

brücke wurde fotografiert, und die Aufnahme ausphotometriert. Abb. 3 zeigt eine derartige Aufnahme. Beim Umpolen der Stromrichtung verschiebt sich das Maximum der Photometerkurve, und zwar liegt das Helligkeitsmaximum näher an der negativen Elektrode. Beim Abreißen einer derartigen statischen Pt-Brücke ist ein Stofftransport von der negativen zur positiven Elektrode, also *negative* Feinwanderung festzustellen. Diese Verschiebung des Maximums der Photometerkurve wird jedoch nur bei Platin und einigen Platinlegierungen festgestellt. Dagegen zeigen Silber und Silber-Gold-Legierungen diese Erscheinung nicht. Dietrich und Rüchardt führen nach Holm die Temperaturunsymmetrie der Platinbrücke auf den Thomson-Effekt zurück, der zwar für das feste Platin ziemlich groß ist, der aber für das flüssige Metall nach Betrag und Vorzeichen unbekannt ist. Es ist nun zu fragen, wie denn bei einem Metall wie Silber, das in der statischen Kontaktbrücke gar keine Temperaturunsymmetrie zeigt, ein Stofftransport zustande kommen kann. Wir weisen aber darauf hin, daß die Temperaturverteilung in einer derartigen stationären Brücke keineswegs die gleiche zu sein braucht, wie sie an einem schaltenden Abhebekontakt auf-

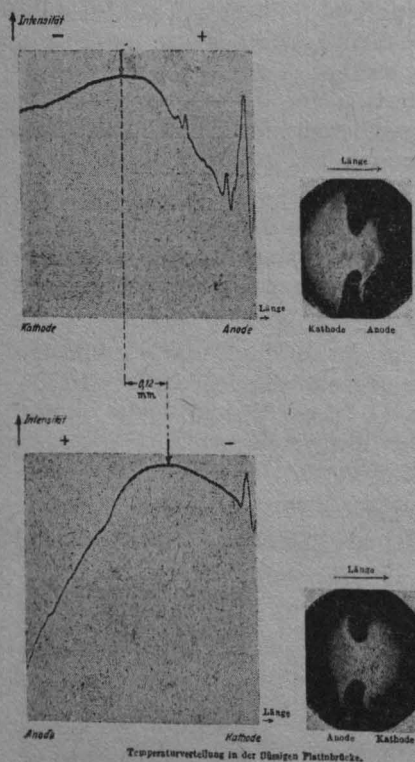


Abb. 3.

Photographie (rechts) und deren Photometrierung (links) einer stationären Brücke von flüssigem Pt. Oben: Kathode links, Anode rechts. Bei Umpolung (unten) rückt die hellste = heißeste Stelle um 0,12 mm zur Kathode („negative Feinwanderung“). Nach Dietrich und Rüchardt.

tritt. Nach der Theorie von M. Kohler ist nämlich die den *ruhenden* Kontakt bedeckende adsorbierte Gashaut wesentlich für das Zustandekommen einer Temperaturunsymmetrie zwischen zwei gleichen Kontaktgliedern. Dieser Wärmeeffekt des Hautwiderstandes ist wirksam, solange das Kontaktmetall noch fest ist. Wenn der Kontaktstoff schmilzt, so verschwindet der Hautwiderstand. Für die sehr kurze Zeit, in der eine Abreißbrücke bei einem schaltenden Kontakt besteht, wird die Vorerwärmung infolge des Hautwiderstandes aber noch die Temperaturverteilung in der flüssigen Brücke beeinflussen können.



In einer stationären Brücke dagegen spielt die Vorerwärmung keine Rolle mehr für die sich einstellende stationäre Temperaturverteilung.

Wir haben die schon länger behauptete, von Dietrich und Rüchardt bestätigte Umkehr der Feinwanderung bei Platinkontakten einer quantitativen Prüfung in Abhängigkeit von der Stromstärke und den Kontaktdimensionen unterzogen. Wenn tatsächlich bei größeren Stromstärken eine Umkehr der Stoffwanderung eintritt, so muß die Feinwanderung bei einer bestimmten Stromstärke durch Null gehen. Es erschien uns als möglich und für technische

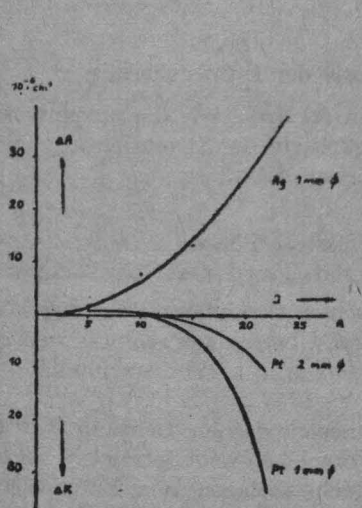


Abb. 4.

Die Feinwanderung bei Ag-Kontakt-Stiften (1 mm  $\varnothing$ ) und bei Pt-Kontakt-Stiften (1 mm  $\varnothing$  und 2 mm  $\varnothing$ ) als Funktion der Schaltstromstärke. Aufgetragen ist für Ag der Verlust der Anode, für Pt der Verlust der Kathode in  $10^{-4} \text{ cm}^3$  nach  $10^6$  Schaltungen.

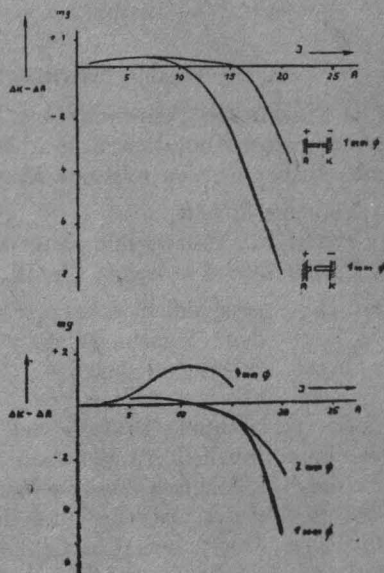


Abb. 5.

Die Feinwanderung bei Pt-Kontakt-Stiften als Funktion der Stromstärke für verschiedene Einspannlängen und Kontaktdurchmesser. Aufgetragen ist der Unterschied der Gewichtsänderungen  $\Delta K - \Delta A$  des Kathoden- und Anodenkontaktes in mg nach  $10^6$  Schaltungen.

Zwecke interessant, einen Kontakt in diesem Umkehrpunkt der Stoffwanderung zu betreiben. Die Ergebnisse unserer unter höchstmöglicher Vermeidung jeder Lichtbogenbildung, z. B. durch induktive Widerstände, durchgeführten Messungen sind in den Diagrammen der Abb. 4 und 5 zusammengestellt. Abb. 4 bestätigt zunächst, daß Silber im Gegensatz zu Platin durchweg *positive* Feinwanderung zeigt. Abb. 5 zeigt, daß es zwei Parameter gibt, die unserer Erwartung entsprechend über den Temperaturgradienten die Feinwanderung beim Platin beeinflussen, nämlich den Kontaktdurchmesser und die Einspannlänge. Veränderung des Querschnittes bei gleicher Einspannlänge verschiebt den Umkehrpunkt, das gleiche läßt sich durch Variation der Einspannlänge in der auf dem Diagramm angedeuteten Weise erreichen. In Tabelle 1 stellen wir noch einmal die Feinwanderung für die Stromstärke  $I = 10$  Amp. zusammen und zeigen, wie stark die Feinwanderung bei dieser Stromstärke vom Kontaktdurchmesser abhängt.

Tabelle I. Die Feinwanderung an Pt-Kontakten für  $I = 10 \text{ A}$ 

Kontaktdurchmesser mm	$\Delta K$	$\Delta A$	$\Delta K - \Delta A$	Schaltgerät
4	+ 0,13	- 1,3	+ 1,43	Boschunterbrecher
4			+ 0,8	Stimmgabelunterbrecher
2	0,0	- 0,08	+ 0,08	"
1	0,0	- 0,08	+ 0,08	"

$\Delta K$  = Verlust der Kathode }  
 $\Delta A$  = Verlust der Anode } in mg für  $10^6$  Schaltungen

#### 4. Die thermoelektrische Theorie der Feinwanderung

Eine Theorie der Feinwanderung hat zu erklären, wie die unsymmetrische Erwärmung einer Kontaktstelle in Abhängigkeit von der Stromrichtung zustande kommt. Bisher wurden folgende Möglichkeiten diskutiert:

- a) Thomson-Effekt,
- b) Peltier-Effekt zwischen fester und flüssiger Phase,
- c) Peltier-Effekt zwischen Metall und Metalloxyd der Oberflächenschicht.

Daß diese gewöhnlich kleinen Effekte hier dominierend werden können, folgt z. B. für den Thomson-Effekt aus einer Überschlagsrechnung, wonach in der kurzen Flüssigkeitsbrücke ( $l \sim 0,002 \text{ mm}$ ) Temperaturgefälle von  $10^6 \text{ Grad/cm}$  auftreten.

Eine experimentelle Prüfung der thermoelektrischen Deutung war bisher insofern kaum möglich, als Meßwerte für Vorzeichen und Betrag des Thomson- und Peltier-Koeffizienten flüssiger Metalle nicht vorlagen; eine Extrapolation \*) vom festen Zustand über die Unstetigkeit bei der Schmelztemperatur scheint uns unsicher. Wir haben diese fehlenden Daten, mindestens dem Vorzeichen nach, für die Metalle Zn und Bi indirekt ermittelt, indem wir sie mit Hilfe der bekannten Thomsonschen Gleichungen aus vorliegenden Messungen [3], S. 101] der Thermokraft berechneten \*) und mit eigens angestellten Feinwanderungsmessungen verglichen. Bei Zn ist der Thomson-Koeffizient im festen wie auch im flüssigen Zustand nicht mit der beobachteten Feinwanderungsrichtung vereinbar; nur der Peltier-Effekt zwischen fester und flüssiger Phase liefert einen gewissen Wärmebeitrag im Sinne der beobachteten positiven Feinwanderung. Quantitative Abschätzungen ergeben jedoch, daß diese Peltier-Wärme allenfalls von gleicher Größenordnung wie die gegensinnig wirkende Thomson-Wärme ist. Ähnliche Verhältnisse ergaben sich für Bi; die Thomson-Wärme des festen Metalles wie auch die Peltier-Wärme fest/flüssig wirken der Feinwanderung entgegen, nur die Thomson-Wärme des flüssigen Metalles unterstützt die beobachtete positive Feinwanderung.

Auch hier zeigen quantitative Abschätzungen, daß dieser Beitrag kaum die gegensinnig wirkenden Anteile übertreffen dürfte. Aus diesen Gründen können wir die thermoelektrische Deutung der Feinwanderung nicht als ausreichend ansehen. Wir haben daher bereits den Gedanken zur Diskussion gestellt 8).

\*) Daß bei den sehr großen Stromdichten ( $10^7 - 10^8 \text{ Amp/cm}^2$ ), die kurzzeitig in der flüssigen Brücke auftreten, bereits Abweichungen vom Ohmschen Gesetz vorhanden sind (vgl. 8), S. 9ff.), ist für diese Abschätzungen wohl unerheblich.

daß unter Umständen auch noch andere bisher ungeklärte Effekte, wie etwa der zweite Benedicks-Effekt für eine Erklärung der durchweg positiven Feinwanderung in Betracht kämen. Dieser Gedanke hat sich in überraschender Weise durch die neue Theorie von M. Kohler bestätigt.

### 5. Die unsymmetrische Erwärmung eines Kontaktes als Folge des elektrischen Hautwiderstandes nach M. Kohler

Die neue Theorie von Kohler<sup>3)</sup> gibt eine Erklärung für die von der Stromrichtung abhängige unsymmetrische Erwärmung einer Kontaktstelle. Sie ist damit gleichzeitig eine von der „phoretischen“ Vorstellung unabhängige Erklärung für den viel diskutierten zweiten Benedicks-Effekt. Kohler geht

davon aus, daß die Oberfläche auch oxydfreier Edelmetalle stets von einer adsorbierten Gashaut bedeckt ist, die den sogenannten Hautwiderstand bedingt. Zwei in Berührung stehende Kontaktglieder sind bekanntlich [3], S. 152 ff.] durch eine etwa zwei Moleküle starke Gashaut getrennt (Abb. 7). Die Theorie der Stromleitung durch eine derartige Gashaut haben Sommerfeld und Bethe, Frenkel, Holm und Kirschstein auf Grund

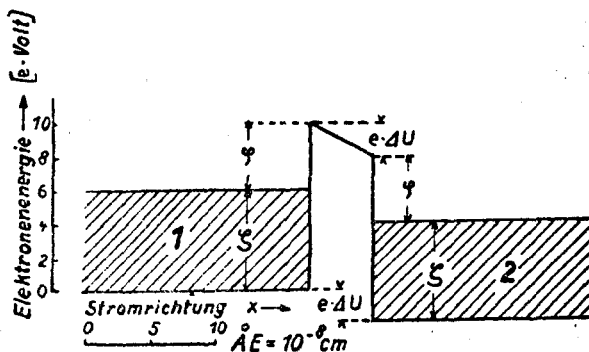


Abb. 6.

Modell des Kontaktspaltes als Potentialberg, den die Elektronen als Wellenpakete infolge des quantenmechanischen Tunneleffektes durchdringen statt übersteigen können. Ordinate Energie; Abszisse Abstand.  $\Delta U$  = Spannungsdifferenz  $U_H$  zwischen den Kontaktgliedern 1 und 2,  $\zeta$  = Fermische Grenzenergie;  $\varphi$  = Austrittsarbeit der Leitungselektronen. Nach Justi<sup>4)</sup>.

des wellenmechanischen Tunneleffektes ausgearbeitet [Literatur siehe<sup>3)</sup>, S. 165]. Wir bezeichnen die Anode mit dem Index (1), die Kathode mit dem Index (2) (siehe Abb. 6). Kohler macht nun auf folgendes aufmerksam:

Beim Übergang eines Elektrons von (2) nach (1) muß seine Gesamtenergie konstant bleiben, d. h. es muß gelten:

$$E(1) = E(2) + e \cdot \Delta U.$$

Da  $\Delta U$  positiv ist, so ist  $E(2) < E(1)$ .

Diese Ungleichung besagt also, daß das Elektron, das infolge des Tunneleffektes von der Kathode zur Anode gekommen ist, dort eine um  $e \cdot \Delta U$  erhöhte kinetische Energie besitzt. Diese überschüssige kinetische Energie wird in der Anode in Wärme umgesetzt. Es ist dies der gleiche Vorgang, der in einer Röhre die starke Erwärmung der Anode verursacht. Diese Wärmemenge ist also gleich der vom elektrischen Feld am Elektron geleisteten Arbeit. Man könnte diese Wärmemenge auffassen als die Joulesche Wärme des elektrischen Hautwiderstandes  $I^2 \cdot R_H$ , wenn sie nicht ausschließlich an der Anodenseite in der Tiefe einer freien Weglänge entwickelt würde. Zutreffender wäre die ebenfalls technisch geläufige Bezeichnung „Anodenverlustleistung“.



Kohler gibt dann eine quantitative Neuberechnung der Temperaturverteilung in zwei symmetrischen Kontaktgliedern aus gleichen Metallen. Er knüpft an die bereits von Holm<sup>1)</sup> benutzte und von Kohlrausch und Diesselhorst<sup>6)</sup> entwickelte Theorie für die Erwärmung eines elektrischen Leiters durch den elektrischen Strom an. Für die phänomenologische Theorie befindet sich jetzt an der Berührungsstelle der beiden Kontaktglieder eine Unstetigkeitsfläche mit einem Potential- und Temperatursprung.

Die Potentialgleichung und die Wärmeleitungsgleichung werden jetzt für jedes Kontaktglied einzeln angesetzt. In den Randbedingungen wird berücksichtigt, daß auch der Kontaktpalt nach Kohler<sup>4)</sup> eine gewisse Hautleitfähigkeit für den Wärmestrom besitzt. In der weiteren Durchrechnung wird als wesentlicher Punkt die Gültigkeit des Wiedemann-Franz-Lorenzschen Gesetzes für die Hautleitfähigkeit des Kontaktpaltes benutzt, die Kohler in der eben genannten Arbeit nachgewiesen hat.

Als Endergebnis finden sich dann folgende Formeln:

$$T_A^2 - T_K^2 = U_H^2 (1 - U_H/U_C) / L,$$

$$T_A^2 - T_0^2 = \frac{U_C^2 - U_H^2}{4L} + \frac{U_H^2 (1 - U_H/U_C)}{2L},$$

$$T_K^2 - T_0^2 = \frac{U_C^2 - U_H^2}{4L} - \frac{U_H^2 (1 - U_H/U_C)}{2L}.$$

Darin bedeuten:  $T_A$  = Temperatur der Anodenkontaktfläche,  
 $T_K$  = Temperatur der Kathodenkontaktfläche,  
 $T_0$  = konstante Ausgangstemperatur der Kontaktglieder,  
 $U_C$  = gesamter Spannungsabfall am Kontakt,  
 $U_H$  = Spannungsabfall am Kontaktpalt (Hautspannung),  
 $L$  = Wiedemann-Franz-Lorenzsche Zahl.

Eine Diskussion der Formeln ergibt, daß die relative Temperaturdifferenz zwischen der Anodenfläche und der Kathodenfläche von dem Verhältnis  $\beta = U_H/U_C$  abhängt und mit Ausnahme der sehr kleinen Werte von  $\beta$  etwa halb so groß wie  $\beta$  selber wird. Verhält sich beispielsweise der Hautwiderstand zum gesamten Kontaktwiderstand wie 1 : 2, d. h. ist  $\beta = 0,5$ , so ergibt sich für eine mittlere Temperatur der Kontaktflächen von 1000° abs. eine Temperaturdifferenz von 250° zwischen den beiden Elektroden.

Die Formeln gehen für den Hautwiderstand Null ( $U_H = 0$ ) in die bisher von Holm benutzte Formel über (s. oben). Die Theorie ist vorerst nur für den Fall freier Leitungselektronen ausgearbeitet worden, gilt also vorerst nur für den Typus einwertiger Metalle; da jedoch die Feinwanderung bei fast allen Metallen das gleiche Vorzeichen besitzt, ist anzunehmen, daß die Theorie auch für die Defektelektronenleiter wie Zn das gleiche Ergebnis liefert. Eine genaue theoretische Durcharbeitung dieses Problems ist in Kürze zu erwarten.

Es sei nun dargelegt, daß diese von der Quantenmechanik geforderte Erscheinung identisch ist mit dem von Benedicks<sup>10)</sup> nach seiner phoretischen Theorie erwarteten Homogeneffekt; er fand seine Erwartungen bestätigt durch Versuche mit Kontakten aus zwei gekreuzten zylindrischen Stäben gleichen Materials, die bei Stromdurchgang eine Temperaturdifferenz zeigten. Es ist auffallend, daß bei den Benedicksschen Messungen an Pt das Vorzeichen des

Temperaturunterschiedes bei höheren Stromstärken wechselt; dieser Befund steht vielleicht im Zusammenhang mit dem Ergebnis unserer Feinwanderungsmessungen an Platin, die ebenfalls bei höheren Stromstärken einen Vorzeichenwechsel ergaben. Jedenfalls liefert die moderne Quantentheorie für zwei gleiche Kontaktglieder unter der Annahme einer Gashautbedeckung einen Effekt, der dem zweiten Benedicks-Effekt entspricht, unabhängig von dessen damaliger phoretischer Begründung als Homogeneffekt. Entscheidend wären Versuche an Drosselkreuzen mit abwechselnd gasbedeckten und entgasten Kontaktstellen, wie sie bisher noch nicht durchgeführt, aber in Vorbereitung sind.

## 6. Möglichkeiten zur Herabsetzung der Feinwanderung

Unabhängig von der theoretischen Deutung ist der Tatbestand, daß die Feinwanderung durch eine unsymmetrische Erwärmung der Kontaktglieder zustande kommt, derart, daß die Anode stärker erwärmt wird als die Kathode, die Kathode also beim Öffnen des Kontaktes Substanz gewinnt, die Anode verliert. Dabei kann einmal eine einseitige Vorerwärmung im geschlossenen Kontakt erfolgen, zum andern können auch in der flüssigen Kontaktbrücke selber Temperaturunsymmetrien auftreten, wie sie an stationären flüssigen Metallbrücken beobachtet werden. Für die dissymmetrische Vorerwärmung machen wir den Tunneleffekt, für die Temperaturunsymmetrie, die in einer stationären Flüssigkeitsbrücke beobachtet wird, die thermoelektrischen Effekte verantwortlich. Der Befund, daß im allgemeinen die positive Feinwanderung vorzugsweise in Erscheinung tritt, macht es wahrscheinlich, daß der quantenmechanische Effekt überwiegt. Die Umkehr der Feinwanderungsrichtung an Pt braucht nicht auf einem Gegeneinanderwirken von Thomson- und Peltier-Effekt zu beruhen, wie es Dietrich und Rüchardt diskutiert haben, sondern kann auch durch verschiedenen Sinn des quantenmechanischen Effektes und der thermoelektrischen Effekte bewirkt sein.

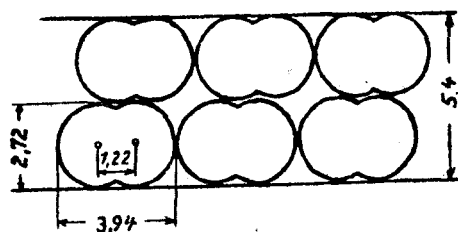


Abb. 7.

Eine Kontaktpaltweite von  $5,4 \text{ \AA}$ , wie sie aus den Hautwiderstandsmessungen (Abb. 8, schraffiertes Gebiet) für benannte Antrittsarbeit aus dem Diagramm Abb. 8 entnommen werden kann, bietet gerade Platz für zwei adsorbierte einmolekulare  $O_2$ -Schichten auf den Oberflächen der Edelmetallkontakte. Nach Justi<sup>9)</sup>.

Beruht die Feinwanderung hauptsächlich auf dem Tunneleffekt, so ist es denkbar, diese herabzusetzen

- dadurch, daß man die Anode aus einem wesentlich höher schmelzenden Werkstoff als die Kathode wählt,
- dadurch, daß man die Austrittsarbeit der Elektronen aus dem Kathodenmetall vermindert.

Entsprechend a) haben wir Versuche mit Kontakten angestellt, bei denen die Kathode stets aus dem niedrighschmelzenden Ag ( $t_s = 960^\circ \text{C}$ ), die Anode aus den höher schmelzenden Metallen Pd ( $t_s = 1555^\circ \text{C}$ ), Pt ( $t_s = 1774^\circ \text{C}$ )

oder Ir ( $t_s = 2450^\circ\text{C}$ ) bestand. Wie Tabelle 2 zeigt, entspricht der Effekt zumindest qualitativ der Erwartung, indem die Feinwanderung mit steigender Schmelzfestigkeit der Anode monoton um 82 % abnimmt; besonders instruktiv

Tabelle 2. Die Feinwanderung an Zwei-Metall-Kontakten

Strombelastung:  $I = 5$  Ampere.

$A (+)$		$K (-)$		$\Delta A$ $10^{-8} \text{ cm}^2$
Stoff	$t_s (^\circ\text{C})$	Stoff	$t_s (^\circ\text{C})$	
Ag	961	Ag	961	— 22
Pd	1555	Ag	961	— 20
Pt	1774	Ag	961	— 12
Ir	2450	Ag	961	— 4
Ag	961	Pt	1774	— 54

$\Delta A$  = Stoffverlust des Anodenkontaktes  
 $t_s$  = Schmelztemperatur } nach  $10^6$  Schaltung

ist auch die Feststellung, die die starke Zunahme der Feinwanderung bei der Umpolung zeigt, wonach dann einer hochschmelzenden Pt-Kathode eine niedrigschmelzende Anode gegenübersteht. Daß die Feinwanderung bei Überschreitung des oben berechneten Schmelztemperatur-Unterschiedes von  $250^\circ$  nicht völlig

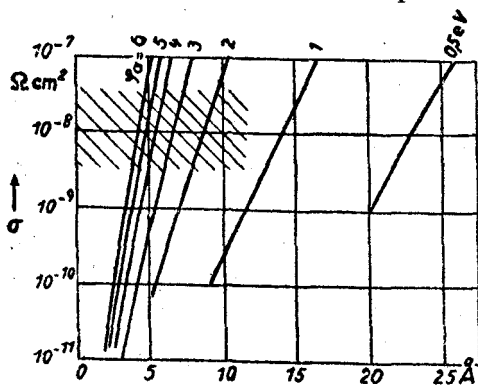


Abb. 8.

Berechnungsergebnisse für den Kontakt-Hautwiderstand  $\sigma$  als Funktion der Kontaktspaltweite mit der Austrittsarbeit  $\phi$  der Elektronen als Parameter. Aus den gemessenen  $\sigma \sim 10^8$  folgt für Au oder Ag ( $\phi \approx 4,1 \text{ eV}$ ) ergibt sich eine Spaltweite von  $5,4 \cdot 10^8 \text{ cm}$ , gemäß Abb. 7. Zusatz von Thorium ( $\phi \sim 3 \text{ eV}$ ) erniedrigt  $\sigma$  und damit erwartungsgemäß die Feinwanderung auf etwa 10 %.

Technik der Glühkathoden altbekannt, welche technischen Verbesserungen durch solche Maßnahmen erreichbar sind. Die Abb. 8 lehrt, daß man bei einem Kontaktspalt von  $5,4 \text{ \AA}$ , wie er zwei einmolekularen Sauerstoffschichten entspricht (Abb. 7), für eine Austrittsarbeit von  $\phi = 4,73 \text{ eV}$  einen Hautwiderstand von  $1 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ cm}^2$  erhält, der beim Übergang auf  $\phi = 3 \text{ eV}$  auf  $\sigma = 7 \cdot 10^{-10} \Omega \text{ cm}^2$  fällt, für  $\phi = 1 \text{ eV}$  sogar um 3 Größenordnungen geringer wird.

aufhört, überrascht nicht; zur Diskussion dieses teilweise negativen Ergebnisses ist zu bemerken, daß man es beim Schaltvorgang nur zum Teil mit der Vorerwärmung des geschlossenen Kontaktes zu tun hat, und daß irgendeine Störung bei der Öffnung des Kontaktes, durch die ein wenig Anodenmaterial auf der Kathode abgesetzt wird, genügt, um diesen Ag—Ir-Kontakt praktisch in einen Ir—Ir-Kontakt zu verwandeln.

Die unter b) erwähnte Möglichkeit, die Feinwanderung durch Erniedrigung der Austrittsarbeit  $\phi$  aus der Kathode herabzusetzen, kann praktisch z. B. durch Oxidation oder Sulfidbildung auf den Kontakten erfolgen. Es ist aus der

Eigene Versuche in dieser Richtung haben wir noch nicht angestellt, möchten aber in diesem Sinne eine Beobachtung von Raub deuten<sup>5)</sup>, der gefunden hat, daß die Feinwanderung von Gold herabgesetzt wird, wenn man dem Gold unedle Metalle zusetzt. Wie die Abb. 2 von Raub lehrt, setzt Thorium die Feinwanderung besonders stark — um etwa eine Größenordnung — herab und diese Beobachtung möchten wir nach Abb. 8 auch in quantitativen Zusammenhang bringen mit dem bekannten Faktum, daß Th mit  $\varphi = 3,29$  eV eine besonders niedrige Austrittsarbeit aufweist. Vielleicht lassen sich auf diese Weise durch Verunedlung der Kathode nach b) unter gleichzeitiger Erhöhung der Schmelztemperatur der Anode nach a) Kontakte gewinnen, die eine wesentliche Verminderung der Feinwanderung zeigen. Technisch wären solche Kontakte nur dann ein Fortschritt, wenn gleichzeitig die Grobwanderung durch die bekannten Schaltmaßnahmen [siehe Holm<sup>1)</sup>] vermieden wird, weil die Verunedlung des Kontaktes die Grobwanderung erhöht.

### Zusammenfassung

An elektrischen Abhebekontakten tritt bei lichtbogenfreiem Betrieb die bekannte Feinwanderung auf, die durch die Bildung kleiner Brücken aus flüssigem Metall verursacht wird. Der heißeste Querschnitt der Brücke scheint jeweils ein wenig zur Anode verschoben zu sein; das wiederholte Zerreißen einer derartigen unsymmetrischen Brücke führt zur Bildung eines Kraters auf der Anode und eines Stiftes auf der Kathode. Nur Pt-Kontakte zeigen bei wachsender Stromstärke einen Richtungswechsel der Feinwanderung. Die Umkehrstromstärke kann durch Variation von Länge und Durchmesser der Kontakte beeinflußt werden; auf diese Weise lassen sich Kontakte herstellen, die im Bereich von 10 Amp. ... 20 Amp. frei von den Störungen durch Feinwanderung sind. Die Temperaturunsymmetrie der flüssigen Brücke ist bisher durch Überlagerung des Thomson- und Peltier-Effektes über die Joulesche Wärme erklärt worden. Wir haben die bisher im Bereich der Schmelztemperaturen nicht gemessenen Thomson- und Peltier-Koeffizienten für Zn und Bi mit Hilfe der Thomsonschen Gleichungen aus bekannten Thermokraftmessungen berechnet. Die auch an Zn- und Bi-Kontakten beobachtete positive Feinwanderung ( $A \rightarrow K$ ) kann nicht mit dieser Theorie befriedigend erklärt werden. Unsere Vermutung über einen möglichen Einfluß des zweiten Benedicks-Effektes wurde in überraschender Weise in Diskussionen mit M. Kohler bestätigt, der früher nachgewiesen hatte, daß zwischen Kontakten aus gleichen Metallen Thermokräfte infolge einer adsorbierten Gas-haut auftreten können. Die Elektronen, die den Potentialwall des Kontaktspaltes infolge des Tunneleffektes durchdringen, gewinnen einen Zuwachs an kinetischer Energie, der zu einer Vorerwärmung der Anode führt und die positive Richtung der Feinwanderung bewirkt. Entsprechende Experimente zur Vermeidung der Feinwanderung durch Benutzung höher schmelzender Anodenstoffe zeigten guten Erfolg; auch vermindert eine Herabsetzung der Austrittsarbeit der Kathode durch Oxydierung oder Thorierung die kinetische Energie der „Tunnel-Elektronen“; diese Maßnahme scheint bei Au-Legierungen erfolgreich zu sein.

## Literatur

- <sup>1)</sup> R. Holm, Electric Contacts. Stockholm 1948. Die techn. Physik der elektrischen Kontakte. Berlin 1941.
- <sup>2)</sup> I. Dietrich u. E. Rüchardt, ZS. f. angew. Phys. 1, 1, 1948.
- <sup>3)</sup> E. Justi, Leitfähigkeit und Leitungsmechanismus fester Stoffe. Göttingen 1948.
- <sup>4)</sup> M. Kohler, Ann. d. Phys. 38, 542, 1940.
- <sup>5)</sup> E. Raub, Metallforschung II, 9, 281, 1947.
- <sup>6)</sup> H. Diesselhorst, Ann. d. Phys. 1, 132, 1900.
- <sup>7)</sup> G. J. Ekkers u. A. Farner, Helv. Phys. Act. XXI, 3, 4, 1948.
- <sup>8)</sup> E. Justi u. H. Schultz, Phys. Blätter IV, 9, 399, 1948.
- <sup>9)</sup> M. Kohler, Die Joulesche Wärme des elektrischen Hautwiderstandes in Metallkontakten. (Im Erscheinen.)
- <sup>10)</sup> C. Benedicks, Ergebn. d. exakt. Naturwiss. Bd. VIII, 1929.